

# VU Research Portal

## Exotisch atoom met verzwaard elektron

Reinhold, E.M.; Ubachs, W.M.G.

### ***published in***

Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde  
2002

### ***document version***

Publisher's PDF, also known as Version of record

[Link to publication in VU Research Portal](#)

### ***citation for published version (APA)***

Reinhold, E. M., & Ubachs, W. M. G. (2002). Exotisch atoom met verzwaard elektron. *Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde*, 68, 118-120.

### **General rights**

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

### **Take down policy**

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

### **E-mail address:**

[vuresearchportal.ub@vu.nl](mailto:vuresearchportal.ub@vu.nl)

# Exotisch atoom met verzwaard elektron

Op de keper beschouwd zijn alle atomen hetzelfde, want de ligging van energieniveaus wordt bepaald door de Rydbergconstante, en die verschilt nauwelijks voor de verschillende atomen in het periodiek systeem. Gravitatie-systemen zoals aarde-zon kunnen ook als een Rydbergsysteem beschouwd worden (want gebonden met een  $1/r$ -potentiaal) resulterend in enorm grote quantumgetallen. Het tussengebied wordt geopend door in een atoom het elektron te vervangen door een zwaar ion; dat is onlangs gedaan in een experiment van de auteurs in het Lasercentrum Vrije Universiteit. Experimenten aan zware ionische systemen geven de mogelijkheid van afstemming van de Rydbergconstante. Elmar Reinhold en Wim Ubachs

quantumgetallen wordt gegeven door gravitatie-systemen (zie inzet).

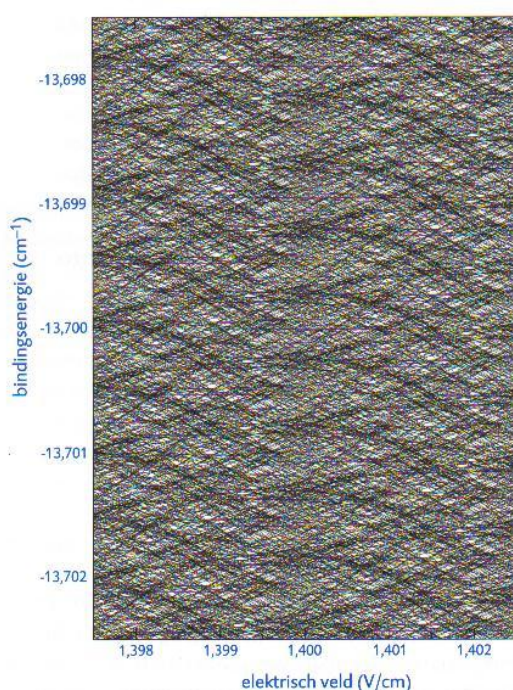
## $H^+H^-$ : ATOOM EN MOLECUUL

In het experiment wordt uitgegaan van een  $H_2$ -molecuul, maar in de theoretische beschrijving volgen we het waterstofatoom met een verzwaard elektron. In het atoomfysische Rydbergmodel is er sprake van het hoofdquantumgetal  $n$  en het baanimpulsmoment  $l$ . In een twee-atomig molecuul kan bij iedere potentiaal een serie vibratieniveaus  $\nu$  en een rotatiequantumgetal  $J$  gedefinieerd worden.  $J$  correspondeert met  $l$  (en dat geldt ook voor projecties  $m_l$  of  $M_J$  op een as) en uit het tellen van het aantal knopen in de golffunctie ( $n - l$  voor atomaire golffunctie en  $\nu + 1$  voor de vibratie-golffunctie) volgt de correspondentie  $n \sim \nu + J + 1$ .

Het systeem volgt de Coulomb-potentiaal van het  $H^+H^-$ -ion-paar nauwgezet voor internucleaire afstanden boven  $40 a_0$ . Ook op kleinere afstanden speelt ionische binding een rol, zelfs in de grondtoestand, maar daar is het complexe covalente gedrag (chemische binding!) doorslaggevend. Onze groep heeft in de afgelopen jaren het tussengebied bestudeerd; er bestaan hoogaangeslagen elektronische toestanden, waarbij een vibratiebeweging optreedt tussen korte afstand – met covalente binding ( $H-H$ ) – en lange afstanden waarbij het systeem nagenoeg puur ionisch gebonden is ( $H^+H^-$ ) [2,3]. Bij  $36 a_0$  en  $0,1$  eV beneden de ion-paar-limiet vindt nog een kruising (en interactie) plaats met de potentiaal behorende bij twee neutrale waterstofatomen, waarvan een in een aangeslagen toestand ( $n = 4$ ); slechts daarboven gaat het om een puur zwaar Rydberg-systeem.

## NIET-STATIONAIRE TOESTANDEN

Door de massaschaling wordt de Rydbergtoestandsdichtheid (dat wil zeggen het aantal niveaus in een energie-interval) veel groter. Een bijkomend pro-



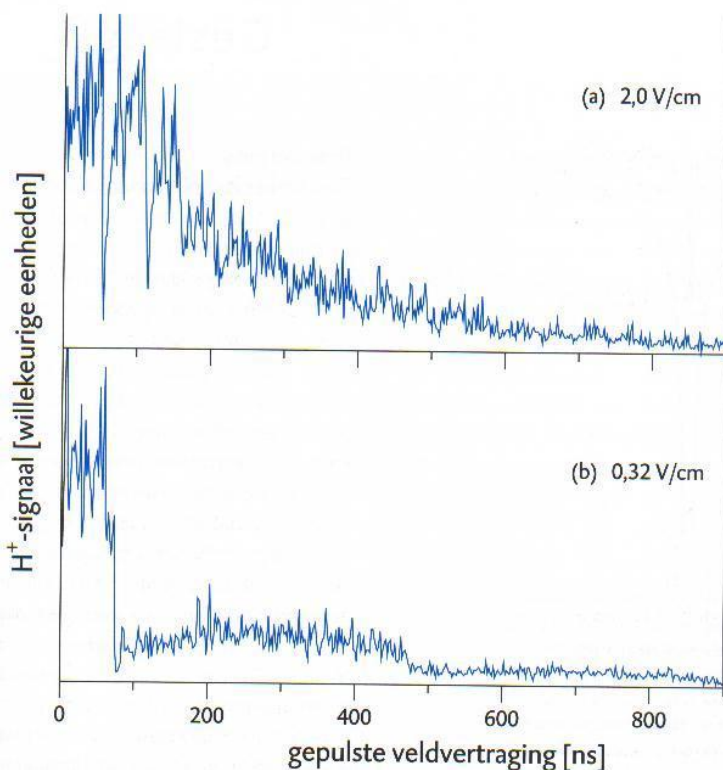
**Figuur 1** Berekening van quantumniveaustuctuur voor een waterstofatoom in een elektrisch veld met de juiste massaschaling voor vervanging van een elektron door  $H^-$ . Experimenteel kan niet exact één elektrisch veld worden aangelegd; de volledige  $x$ -as komt overeen met de ingeschatte inhomogeniteit in het interactievolumen. Verder heeft de laser niet één exacte frequentie, maar een bandbreedte (150 MHz) die overeenkomt met het volledige verticale bereik van de figuur.

Het quantumgedrag van eigentoestanden behorend bij een  $1/r$ -potentiaal wordt gegeven door de bekende Rydbergformule:

$$E_n = \frac{R_A}{(n - \delta)^2}$$

Waarbij  $n$  het hoofd-quantumgetal is, en  $R_A$  de atoomspecifieke Rydbergconstante, die ook geschreven kan worden als  $\mu/m_e)/R_\infty$ . Het zogenaamde quantumdefect  $\delta$  speelt een rol als een van beide deeltjes geen puntdeeltje is. Aangezien de voorfactor  $\mu/m_e$  nagenoeg 1 is voor alle atomen, zijn de energieopsplitsingen altijd hetzelfde. Alleen in een exotisch atoom als positronium ( $e^+e^-$ ) verschilt deze factor wezenlijk (met een factor  $\frac{1}{2}$ ). Dit verhaal, dat berust op een onlangs gepubliceerd artikel over een experimentele studie, verricht in het Lasercentrum Vrije Universiteit [1], gaat over een waterstofatoom ( $H^+e^-$ ), waarin het elektron vervangen is door het veel zwaardere  $H^-$ , wat  $\mu/m_e = 918,5761$  of pakweg duizend oplevert. Door naar nog zwaardere ionische systemen te gaan ( $H^+Cl^-$  of  $I^+I^-$ ) kan de Rydbergconstante gevarieerd worden, en komt een heel bereik van dynamische variabelen voorhanden. Het extreme geval voor grote





Figuur 2 Waargenomen oscillaties in het experiment. Na de twee laserpulsen op tijdstip 0 wordt een tijd gewacht en dan een veldpuls aangelegd, waardoor de deeltjes uit elkaar gerukt worden leidend tot detectie van  $H^+$  of  $H^-$ . De oscillaties zijn gesuperponeerd op een afvallende curve die de levensduur van de Rydbergtoestanden representeert.

bleem is dat deze systemen bij grote quantumgetallen extreem gevoelig zijn voor elektrische velden, en wel zo gevoelig dat het veldvrije regime niet benaderd kan worden. Zelfs bij de kleinste strooivelden van enkele mV/cm zit het systeem al achter de zogenaamde *Inglish-Teller-limiet*, waarbij Starktoestanden behorend bij opeenvolgende  $n$  overlappen. Om die reden zijn kleine velden aangelegd ter controle (tot 3 V/cm). Dat betekent dat iedere toestand met hoofdquantumgetal  $n$  effectief opsplijt in  $n$  toestanden ( $l = 0$  tot  $n - 1$ ). De tweestaps-laserexcitatie is verricht bij  $n \sim 3000$ , om een voldoende lange levensduur te bewerkstelligen. Bij een dergelijke bindingsenergie zijn de energieniveaus berekend als functie van het elek-

trische veld (zie figuur 1) volgens de theorie van het waterstofatoom bij geschaalde massa (dus  $e^-$  vervangen door  $H^-$ ) en in de benadering van het lineaire Stark-effect. Alle deeltjes worden in een coherente superpositie gebracht langs een verticale lijn in de figuur, terwijl er een inhomogene verdeling ontstaat over het  $E$ -veld. De vraag is nu welk quantumfenomeen nog overblijft bij een dergelijke toestandsdichtheid.

#### STARK-OSCILLATIES

In het experiment wordt de dynamica van een dergelijk systeem (klassiek of quantum) onderzocht. Dat is gedaan door het zware Rydberg-systeem (of het Stark-golfpakket) met twee laserpulsen van 4 ns aan te slaan en dan een tijdje te

wachten, om het systeem de tijd te geven om te evolueren. Na een bepaalde wachttijd wordt het  $H^+H^-$ -systeem uit elkaar gerukt door een elektrische veldpuls van 200 V (men mag dat veld-ionisatie noemen, of veld-dissociatie, al naargelang het atomaire of moleculaire perspectief). Karakteristieke oscillaties in het signaal worden dan gevonden, die corresponderen met de rotatie van het systeem in het elektrische veld. Enkele typische oscillaties, bij bepaalde bindingsenergie en  $E$ -veld, zijn weergegeven in figuur 2. Wat er toch nog over is van het quantumbeeld is het volgende: de gevonden oscillatietijden komen overeen met berekende *Stark beats*, oftewel  $\tau_s = h/\delta E_s$ , waarbij  $\delta E_s$  de energie-opsplitsing is van Stark-energieniveaus, in het waterstof-model. Hier komen klassieke en quantumbeschrijving bijeen. In dit kader verdienen de experimenten van Ben van Linden van den Heuvel vermelding, waarin aan het eind van de jaren tachtig zowel radiale als hoek-golfpakketten van 'gewone' Rydbergtoestanden, dat wil zeggen met een elektron, zijn waargenomen. De thans waargenomen dynamica is een factor duizend langzamer, zoals verwacht kon worden op basis van massaschaling.

## Gravitatie

Karakteristiek voor een analyse in termen van Rydberg-niveauserie is de  $1/r^2$ -aantrekkende kracht, of de  $1/r$ -potentiaal. Als de elektromagnetische voorfactor  $Ze^2/4\pi\epsilon_0$  wordt vervangen door de gravitatievoorfactor  $GM_1M_2$ , dan kan het Bohr-model of de Schrödingervergelijking worden toegepast voor de berekening van energieniveaus. We vinden ook formules voor de Bohrstraal en de Rydbergconstante:

$$a_g = \hbar^2 / GM_1 M_2 M_1$$

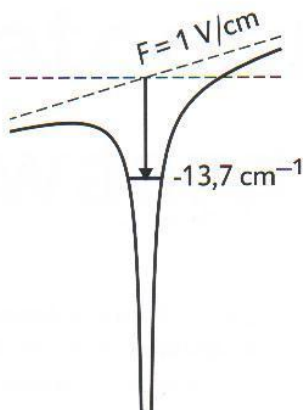
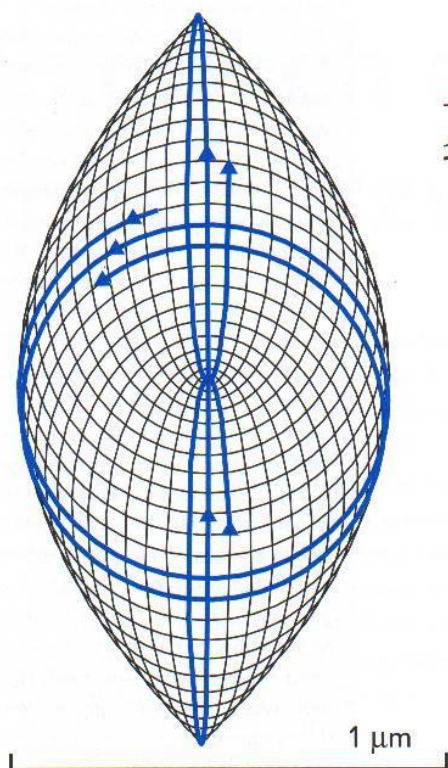
$$R_\infty = (GM_1 M_2)^2 M_1 / 2 \hbar^2$$

Voor het aarde-zon-systeem vertaalt zich dat in een Bohrstraal van  $2 \cdot 10^{-138}$  m en een Rydbergconstante van  $1,7 \cdot 10^{182}$  J. De aarde bevindt zich in een baan met  $n = 2,7 \cdot 10^{74}$  en zou gequantiseerde energiesprongen van  $\Delta E_n = 2n^{-3} R_\infty$  ofwel  $10^{-41}$  J kunnen maken. Het behoeft geen betoog dat quantumeffecten niet waarneembaar zijn; volgens Bohrs correspondentieprincipe zitten we in de klassieke limiet.

## Lasers

In het experiment worden voor de tweestaps-excitatie van de zware Rydbergtoestanden twee bijzondere lasers gebruikt, die beide gebouwd zijn in het Lasercentrum vu. Ten eerste gaat het om een afstembare en smalbandige extreem-ultraviolet-laser (xuv), die in dit geval wordt gebruikt bij 92,3 nm om een specifieke tussentoestand in het  $H_2$ -molecuul aan te slaan. De tweede stap wordt verricht met een zogenaamde gepulste kleurstofversterker die in frequentie verdubbeld is naar het ultraviolet (330 nm) en die een door Fouriertransformatie begrensde bandbreedte heeft.





Figuur 3  
Klassieke beschrijving van de beweging van een  $\text{H}^+\text{H}^-$ -deeltje, beschreven als een geladen deeltje met gereduceerde massa in een Coulomb-potential met daarop gesuperponeerd een extern elektrisch veld. De pijlen geven de baan aan en de dikte van de lijnen komt overeen met de quantummechanische onzekerheid van het golfpakket.

## QUANTUM EN KLASSEK

De beschrijving van het systeem kan zowel met klassieke als met quantummechanische uitgangspunten gebeuren. In een klassiek kinematisch model kan de beweging van een geladen deeltje in een Coulomb-potential, met daaraan toegevoegd een extern elektrisch veld, uitgerekend worden. We hebben de beweging berekend voor typische waarden van  $13,7 \text{ cm}^{-1}$  aan bindingsenergie ( $1,7 \text{ meV}$ ) en een veld van  $1 \text{ V/cm}$  voor het  $\text{H}^+\text{H}^-$ -deeltje. De berekende baan, geplot in figuur 3, geeft aan dat het deeltje bij een gekozen beginvoorwaarde, waarin de radiële beweging loodrecht staat op de  $E$ -vector, eerst een smalle Kepler-baan ontstaat waarin  $\text{H}^+$  en  $\text{H}^-$  gescheiden worden, waarna de baan circulair wordt. De baan wordt daarna weer smal en uiteindelijk botsen  $\text{H}^+$  en  $\text{H}^-$ , waarbij het  $\text{H}_2$ -molekuul vervalt of een nieuwe baan begint. Deze beweging correspondeert met de waargenomen oscillatie en de frequentie klopt. Vanuit het quantumgezichtspunt doorloopt het deeltje impulsmomenten van lage  $l$  naar hoge  $l$  en terug (een niet stationaire toestand!). Wat de gequantiseerde energieniveaus betreft correspondeert de oscillatiefrequentie met de opsplitsing tussen

de Starkniveaus, die nauwelijks verschillen bij opeenvolgende  $n$ -waarden (als  $n$  maar hoog genoeg is); daarom kan ze worden waargenomen. Deze opsplitsing is natuurlijk niet te zien in figuur 1, maar komt er wel uit als een Fourier-transformatie wordt losgelaten op figuur 1. Het feit dat beide beschrijvingen juist zijn is een uitvloeisel van het correspondentieprincipe.

## REFERENTIES

1. E. Reinhold, W. Ubachs, *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 013001.
2. E. Reinhold, W. Hogervorst, W. Ubachs, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 2543.
3. A. de Lange, W. Hogervorst, W. Ubachs, L. Wolniewicz, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2988.